

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($0 \leq x \leq 1$)

Ю. П. Сухоруков^{a*}, А. В. Телегин^a, Н. Г. Бебенин^a, Р. И. Зайнуллина^a,
Е. В. Мостовщикова^a, Н. А. Виглин^a, Е. А. Ганьшина^b, Г. С. Зыков^b,
В. А. Фёдоров^c, Т. К. Менщикова^c, А. А. Бучкевич^a

^a Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
620137, Екатеринбург, Россия

^b Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия

^c Институт неорганической химии им. Н. С. Курнакова Российской академии наук
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 марта 2015 г.

Изучены концентрационные, температурные и магнитопольевые зависимости магнитоотражения и магнитопропускания естественного света в инфракрасном диапазоне спектра и эффекта Керра в монокристаллах ферромагнитных шпинелей $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($0 \leq x \leq 1$). Установлена связь магнитооптических свойств с электронной зонной структурой шпинелей. Показано, что наиболее существенные изменения спектров магнитоотражения, магнитопропускания и эффекта Керра наблюдаются для $0.1 < x < 0.25$ и обусловлены перестройкой зонной структуры при изменении состава.

DOI: 10.7868/S0044451015090084

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к магнитным полупроводникам — хромхалькогенидным шпинелям — обусловлен наличием в них тесной взаимосвязи магнитной и электронной подсистем, приводящей к появлению гигантских эффектов, в том числе традиционных магнитооптических (эффекты Керра, Фохта, Фарадея) [1–6]. Эти соединения характеризуются также высокой степенью спиновой поляризации электронов (см. работы [7, 8] и ссылки в них). В 1988 г. в HgCr_2Se_4 было обнаружено гигантское (около 30 %) магнитопоглощение неполяризованного света в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне [9]. Было показано, что вид спектра, величина и знак магнитопоглощения (магнитопропускания) определяются «красным» сдвигом края оптического поглощения [1], взаимодействием света со свободными носителями заряда и типом проводимости [10]. В дальнейшем [11] было

показано, что при формировании спектров магнитопропускания в монокристаллах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($0 \leq x \leq 1$) в фоxtовской геометрии эксперимента существенную роль играют изменение электронной структуры шпинели при замещении Hg ионами Cd, спин-зависимые переходы внутри комплексов $V_{\text{Se}}-\text{Cr}^{2+}$ и направление магнитного поля относительно кристаллографических осей. Последнее обстоятельство обусловлено сложным спектром носителей заряда в валентной зоне. Сравнение механизмов формирования спектров магнитопропускания в фоxtовской и фарадеевской геометриях отсутствовало. Недавно [12] был обнаружен эффект магнитоотражения (порядка 1 %) неполяризованного света в среднем ИК-диапазоне для HgCr_2Se_4 и CdCr_2Se_4 . Было показано, что этот эффект зависит от типа проводимости и связан с «красным» сдвигом края поглощения и взаимодействием света с делокализованными носителями заряда. Невыясненным остался, однако, характер изменения магнитоотражения при замещении в HgCr_2Se_4 ионов ртути ионами кадмия, а также при изменении на-

*E-mail: suhorukov@imp.uran.ru

правления магнитного поля относительно кристаллографических осей. Сопоставление эффектов магнитоотражения и магнитопротекания не проводилось. Предварительный анализ экспериментальных данных показал [12], что в HgCr_2Se_4 и CdCr_2Se_4 в ИК-диапазоне при увеличении длины волны излучения эффекты Керра и Фарадея существенно уменьшаются, а магнитоотражение и магнитопротекание увеличиваются.

В настоящей работе приводятся результаты подробного исследования оптических (отражение и пропускание света) и магнитооптических (эффект Керра, магнитоотражение и магнитопротекание) свойств монокристаллов ферромагнитных шпинелей $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$. Проведенные исследования позволили установить связь оптических свойств указанных шпинелей с зонной структурой и выявить механизмы формирования магнитооптических свойств в неполяризованном свете.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Изоструктурные свойства халькогенидных шпинелей (пространственная группа $Fd\bar{3}m$) и близость периодов их элементарных ячеек [2] позволяют получать твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ в широком диапазоне концентраций [13]. Нами были выращены монокристаллы с концентрацией кадмия $x = 0, 0.05, 0.07, 0.08, 0.09, 0.15, 0.25, 0.35, 1$ методом химических транспортных реакций с использованием CrCl_3 в качестве транспортирующего агента по технологии, описанной в работе [14]. Абсолютная погрешность определения x составляет ± 0.01 , она была определена для поверхности образцов методом рентгеноспектрального микроанализа, описанным в работе [15]. На поверхности всех образцов, кроме $x = 0$, присутствовали вакансии в Se-подрешетке (V_{Se}) с отклонением от стехиометрии в диапазоне от $\text{Se}_{3.85}$ до $\text{Se}_{3.90}$. Все образцы, однако, имели p -тип проводимости, что предполагает наличие компенсирующей акцепторной примеси. Для сравнения был исследован монокристалл с электронным типом проводимости в ферромагнитной области, поверхность которого имела состав $\text{Hg}_{0.95}\text{Cr}_2\text{Se}_{3.75}$. Далее этот образец будет обозначаться как $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$.

Образцы толщиной $d \sim 200$ мкм (плоскость (111)) имели площадь порядка 3×3 мм², изготавливались последовательной шлифовкой и полировкой параллельных поверхностей пластин с применением алмазных паст АСМ с размерами зерен от 17 до 0.5 мкм по методике, описанной в работе [16].

Пропускание (t) неполяризованного света измерялось в ИК-установке в области длин волн $1 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 16 \text{ мкм}$, температурном интервале от 80 до 300 К и в магнитных полях до $H = 7$ кЭ, направленных вдоль (геометрия Фохта) или перпендикулярно (геометрия Фарадея) поверхности кристалла. Коэффициент отражения света (R), падающего под углом 7° к нормали на поверхность образца, измерялся в магнитных полях до $H = 4$ кЭ, направленных вдоль поверхности кристалла. Магнитопротекание и магнитоотражение естественного света рассчитывались по формулам

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{t(H) - t(0)}{t(0)}, \quad \frac{\Delta R}{R} = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)},$$

где $t(H)$ и $R(H)$ — коэффициенты пропускания и зеркального отражения света во внешнем магнитном поле H . Коэффициент поглощения вычислялся по формуле

$$K = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{(1 - R)^2}{t} \right].$$

Экваториальный эффект Керра исследовался при угле падения света 67° к нормали в энергетическом интервале от 0.5 до 4.2 эВ при температурах до 350 К в магнитном поле до 3.5 кЭ, приложенном в плоскости образца перпендикулярно плоскости падения p -поляризованного света. Величина эффекта Керра определялась выражением $\delta_p = [I(H) - I(0)]/I(0)$, где $I(H)$ и $I(0)$ — интенсивности отраженного света при наличии и отсутствии магнитного поля. Методика измерения δ_p описана в работе [17].

Температурные и полевые зависимости намагниченности были измерены на вибрационном магнитометре в полях, параллельных и перпендикулярных плоскости (111) образцов. Электросопротивление (ρ) измерялось четырехконтактным методом в магнитных полях до 15 кЭ.

Температурные зависимости δ_p , t , R и ρ измерялись в режиме нагрева со скоростью примерно $1\text{--}3^\circ\text{C}/\text{мин}$. Полевые и спектральные зависимости R и t измерялись при температурах, соответствующих максимальным значениям $\Delta R/R$ и $\Delta t/t$, соответственно.

3. ОСОБЕННОСТИ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ШПИНЕЛЕЙ

Основные черты зонной структуры HgCr_2Se_4 (температура Кюри $T_C \approx 110$ К) и CdCr_2Se_4

($T_C \approx 130$ К) хорошо известны [18,19]. Потолок валентной зоны (в основном, $4p$ -состояния Se) находится в точке Г. Выше по энергии расположены широкая s -зона, образованная состояниями $4sCr + 6sHg$ или $4sCr + 5sCd$, и «пучок» узких зон, образованных антисвязывающими $p-d\gamma$ -орбиталями ($4pSe + 3d\gamma Cr$). В $HgCr_2Se_4$ s -зона, минимум которой расположен в центре зоны Бриллюэна, как и потолок валентной зоны, является зоной проводимости. В $CdCr_2Se_4$, напротив, дно $p-d\gamma$ -зоны, расположенное, по-видимому, на краю зоны Бриллюэна, при всех температурах лежит ниже дна s -зоны, что приводит к низкой подвижности электронов в этой шпинели.

Много ниже потолка валентной зоны расположены состояния, ответственные за формирование спинов $S = 3/2$ на ионах хрома. Наиболее интересные свойства рассматриваемых шпинелей обусловлены обменным взаимодействием носителей заряда с этими локализованными спинами. Самым сильным является взаимодействие в s -зоне; взаимодействие носителей в валентной p -зоне оказывается значительно слабее из-за малой примеси d -состояний хрома к $4p$ -состояниям селена. Как следствие, в $HgCr_2Se_4$ с электронным типом проводимости наблюдается максимум магнитосопротивления в окрестности температуры Кюри, отсутствующий в $HgCr_2Se_4$ и $CdCr_2Se_4$ с дырочным типом проводимости. В шпинелях p -типа в ферромагнитной области наблюдается зависимость сопротивления от ориентации намагниченности относительно кристаллографических осей, что связано с наличием спин-орбитального взаимодействия.

Благодаря обменному $s-d$ -взаимодействию дно s -зоны при уменьшении температуры понижается, что приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны при переходе из парамагнитного в ферромагнитное состояние. Край фундаментального поглощения в рассматриваемых ферромагнитных полупроводниках обусловлен прямыми разрешенными переходами с потолка валентной зоны в зону проводимости. Как следствие, край поглощения в $HgCr_2Se_4$ смещается примерно от 0.8 эВ при $T=300$ К до 0.5 эВ при $T = 80$ К. В $CdCr_2Se_4$ при $T > 200$ К дно s -зоны находится выше края $p-d\gamma$ -зоны в точке Г, так что наблюдается типичный для полупроводников «синий» сдвиг края поглощения при понижении температуры. При $T = 200$ К происходит пересечение s - и $p-d\gamma$ -зон, что приводит к резкой смене «синего» сдвига «красным». В результате край поглощения в $CdCr_2Se_4$ смещается от 1.3 эВ при $T = 300$ К до 1.1 эВ при $T = 80$ К.

Из сказанного вытекает, что при исследовании спектральных характеристик кристаллов $Hg_{1-x}Cd_xCr_2Se_4$ ($0 \leq x \leq 1$) весь спектральный интервал естественно разделить на области 1) фундаментального поглощения ($E > 1.5$ эВ), 2) вблизи края фундаментального поглощения (примерно от 0.5 эВ до 1.5 эВ), 3) взаимодействия света с зонными носителями заряда и колебаниями решетки ($E < 0.5$ эВ). Кроме того, вблизи края поглощения могут присутствовать полосы примесного поглощения.

4. ЭКВАТОРИАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ КЕРРА

Температура Кюри монокристаллов $Hg_{1-x}Cd_xCr_2Se_4$ была оценена из кривых Белова–Арротта. Она возрастает линейно примерно от 110 К до 133 К по мере увеличения концентрации кадмия. Спектры эффекта Керра для $Hg_{1-x}Cd_xCr_2Se_4$ в ферромагнитной области при $T = 50$ К показаны на рис. 1. Максимальная величина $|\delta_p| \sim 1.5\%$, наблюдается в видимом и ближнем ИК-диапазонах. Эта величина почти в два раза меньше δ_p для составов $HgCr_2Se_4$ и $CdCr_2Se_4$, приведенных в статье [20], что, вероятно, обусловлено более высокой степенью дефектности кристаллов, исследуемых в настоящей работе. Согласно работе [20] величина δ_p в хромхалькогенидных шпинелях зависит от присутствия дефектов в приповерхностном слое и существенно изменяется при отжигах.

В области энергий $1.5 \text{ эВ} < E < 3.0 \text{ эВ}$ спект-

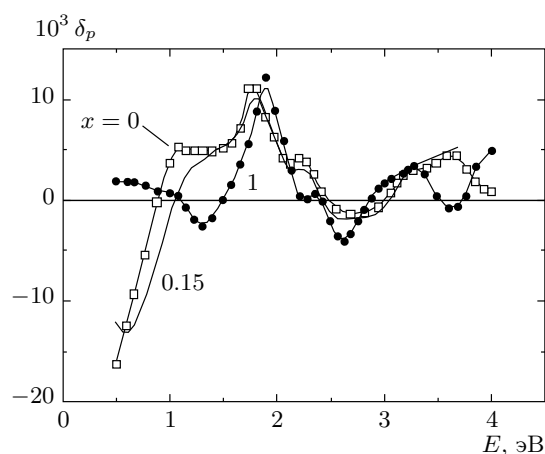


Рис. 1. Спектры экваториального эффекта Керра $Hg_{1-x}Cd_xCr_2Se_4$ ($x = 0, 0.15, 1$) при $T = 50$ К и $H = 3.5$ кЭ

ры δ_p для HgCr_2Se_4 и CdCr_2Se_4 близки друг к другу. Оптические и магнитооптические свойства в этой области энергий связаны с переходами с переносом заряда $4p\text{Se} \rightarrow 3d\text{Cr}$ в базовых комплексах $[\text{CrSe}_6]^{-9}$ [20]. В работе [21] было показано, что на форму спектральных зависимостей также оказывает влияние другой тип переходов, связанный с переносом заряда между основным, Cr^{3+} , состоянием и возбужденными, Cr^{3+} , Cr^{2+} , Cr^{4+} , состояниями. По-видимому, суперпозиция этих двух механизмов объясняет сложную форму спектров эффекта Керра исследуемых нами образцов.

Замещение ионов ртути ионами кадмия в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ведет к изменению электронной структуры шпинели, которое отражается в изменении спектров δ_p . Максимальные изменения величины и вида δ_p наблюдаются в ближней ИК-области ($E < 1.5$ эВ). Например, энергия, соответствующая $\delta_p = 0$ на восходящей части кривых, увеличивается примерно от 0.9 эВ для $x = 0$ до примерно 1.5 эВ при $x = 1$, что согласуется с приведенными выше данными по ширине запрещенной зоны [18,19]. Спектры δ_p при $E > 3$ эВ связаны с переходами $4p\text{Se} \rightarrow 3d\text{Hg}$ и $4p\text{Se} \rightarrow 3d\text{Cd}$, типичными для шпинелей ACr_2X_4 ($A = \text{Mn, Fe, Co, Cu, Zn, Cd; X = O, S, Se}$) [4].

5. СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ

На рис. 2а показаны спектры отражения образцов HgCr_2Se_4 с разным типом проводимости в ИК-области, снятые при $T = 80$ К (символы), и спектры HgCr_2Se_4 и CdCr_2Se_4 , измеренные при комнатной температуре (линии). В парамагнитной области температур спектры имеют характерный для этих полупроводников вид [22,23] и формируются межзонными переходами в области высоких энергий при $E > 1$ эВ ($\lambda < 1$ мкм, на рисунке не показано) [4]. В среднем ИК-диапазоне $1 \text{ мкм} < \lambda < 30 \text{ мкм}$ коэффициент отражения не зависит от частоты ($R \approx 27\%$), а при $\lambda > 30 \text{ мкм}$ имеет место взаимодействие света с фонами [24]. В ферромагнитной области температур в HgCr_2Se_4 имеются свободные носители заряда, что приводит к увеличению R и появлению плазменного минимума при $\lambda \approx 5.3 \text{ мкм}$, который соответствует плазменной частоте $\nu_p = \nu_{\min}(\epsilon_\infty/(\epsilon_\infty - 1))^{1/2} \approx 1750 \text{ см}^{-1} = 52.5 \text{ ТГц}$ ($\epsilon_\infty = 10.5$) для нашего образца HgCr_2Se_4 с p -типом проводимости и при $\lambda = 12.9 \text{ мкм}$ ($\nu_p \approx 775 \text{ см}^{-1} = 22.3 \text{ ТГц}$) для $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ при $T = 80$ К.

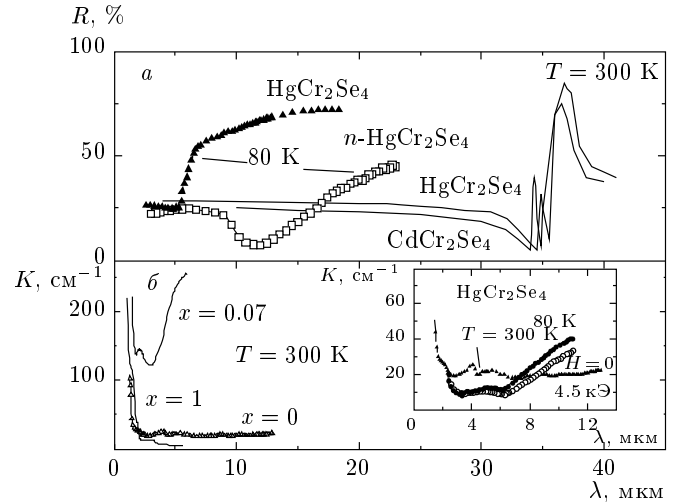


Рис. 2. а) Спектры отражения монокристаллов HgCr_2Se_4 и CdCr_2Se_4 при $T = 300$ К и монокристаллов HgCr_2Se_4 с разным типом проводимости при $T = 80$ К; б) спектры поглощения $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ при $T = 300$ К. На вставке — спектры поглощения HgCr_2Se_4 при $T = 80$ К и 300 К и в магнитном поле $H = 4.5$ кЭ в фарадеевской геометрии при $T = 80$ К

Выше плазменного минимума коэффициент отражения имеет квазидрудевский характер. Приведенные значения плазменной частоты близки по величине к известным значениям $\nu_p \approx 1350 \text{ см}^{-1}$ для образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$, имеющих p -тип проводимости при комнатной температуре [25] и $\nu_p \approx 780 \text{ см}^{-1}$ для HgCr_2Se_4 с n -типом проводимости при $T = 4.2$ К [26].

Внешнее магнитное поле параллельное плоскости образца изменяет R (в диапазоне длин волн от 1 до 22 мкм), т. е. появляется эффект магнитоотражения естественного света. Изменение коэффициента отражения под действием поля в ИК-области для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ имеет тот же порядок величины, что и изменение интенсивности света для эффекта Керра в видимой и ближней ИК-областях спектра.

На рис. 2б показаны спектры поглощения $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$. В парамагнитной области в HgCr_2Se_4 и CdCr_2Se_4 при $\lambda < 3 \text{ мкм}$ спектры формируются «хвостами» интенсивных линий, связанных с межзонными переходами $4p\text{Se} \rightarrow (4s\text{Cr} + 6s\text{Hg})$ или $4p\text{Se} \rightarrow (4s\text{Cr} + 5s\text{Cd})$ [18,27], и менее интенсивными линиями, связанными с примесным поглощением [28]. Край поглощения испытывает сильный сдвиг в область меньших энергий при понижении температуры — так называемый красный сдвиг, вследствие обменного расщепления

зоны проводимости и валентной зоны [29, 30]. В области $3 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 6 \text{ мкм}$ в спектрах поглощения проявляется дублет, см. вставку к рис. 2б, сформированный переходами внутри комплекса $V_{Se}-Cr^{2+}$ со связанным на нем электроном [30].

При замещении ионов Hg ионами Cd интенсивность линий дублета сначала растет и превышает 100 см^{-1} при $x \sim 0.1$, а при $x > 0.2$ уменьшается. В $CdCr_2Se_4$ интенсивность дублета составляет несколько см^{-1} и проявляется полоса при $\lambda = 2 \text{ мкм}$, обусловленная переходами из донорных состояний, образованных комплексами $V_{Se}-Cr^{2+}$, в зону проводимости [28, 30]. Температурное поведение края поглощения, фоновый спектр, полосы при $\lambda = 2 \text{ мкм}$ и дублета обусловлено температурной зависимостью спин-корреляционной функции в парамагнитной области, а в ферромагнитном состоянии определяющей становится температурная зависимость среднего спина ионов хрома [1, 30–32].

В области взаимодействия света со свободными носителями заряда при замещении Hg ионами Cd и возрастании x вклад поглощения на носителях заряда сначала увеличивается, при $x = 0.1-0.2$ достигает максимального значения, а при $x = 1$ практически исчезает. Внешнее магнитное поле заметно меняет поглощение в широком спектральном интервале (вставка на рис. 2б), т. е. имеет место эффект магнитопоглощения.

6. СПЕКТРЫ МАГНИТООТРАЖЕНИЯ И МАГНИТОПРОПУСКАНИЯ ЕСТЕСТВЕННОГО СВЕТА

Спектры магнитоотражения исследуемых монокристаллов в естественном свете представлены на рис. 3а. В $HgCr_2Se_4$ вблизи края поглощения ($2 \text{ мкм} < \lambda < 5 \text{ мкм}$) наблюдается выраженная особенность $\Delta R/R$. Такие особенности возникают при смещении минимумов между полосами в спектрах отражения под действием магнитного поля (см., например, [33]). Поскольку особенность имеет место вблизи края поглощения ($\varepsilon_g \approx 0.5 \text{ эВ}$ при $T = 80 \text{ К}$ [30]), естественно связать ее с «красным» сдвигом края поглощения под действием магнитного поля [10].

При $\lambda > 5 \text{ мкм}$ основную роль играет взаимодействие света со свободными носителями заряда. При увеличении длины волны, см. кривую 1 на рис. 3а, сначала происходит рост эффекта до максимального значения около 3.5% при $\lambda \approx 7.5 \text{ мкм}$, далее магнитоотражение уменьшается примерно до 1% и, начиная с $\lambda \approx 15 \text{ мкм}$, снова растет. Такое поведение

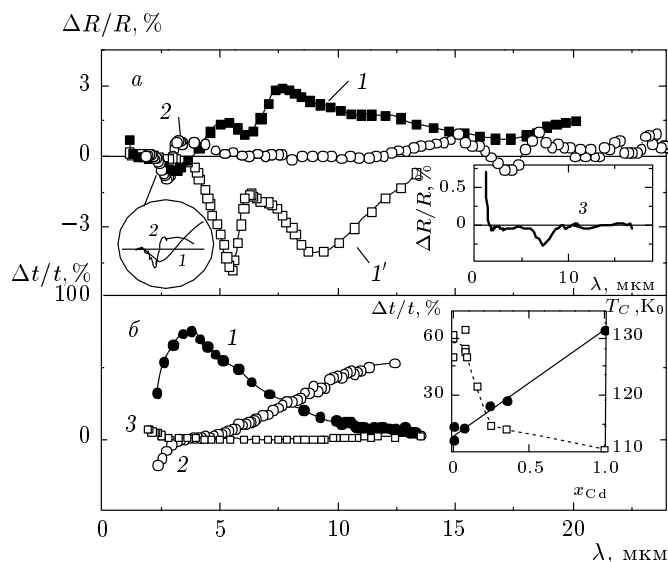


Рис. 3. Спектры магнитоотражения (а) и магнитопротопускания (б) в фохтовской геометрии эксперимента для монокристаллов $Hg_{1-x}Cd_xCr_2Se_4$ при $T = 80 \text{ К}$ и $H = 3 \text{ кЭ}$ (для $x = 0$ — кривая 1 при $H \parallel [1\bar{1}0]$ и $1'$ при $H \perp [110]$; для $n\text{-}HgCr_2Se_4$ при $T = T_C$ — кривая 2, для $x = 1$ — кривая 3). На вставке верхней панели — спектр магнитоотражения для $x = 1$. На вставке нижней панели — концентрационная зависимость T_C (светлые символы) и максимальной величины магнитопротопускания (темные символы)

$\Delta R/R$ в $HgCr_2Se_4$ может быть объяснено в рамках теории магнитоотражения, развитой в [33] для магнетиков с гигантским магнитосопротивлением. Согласно указанной теории, максимум $\Delta R/R$ достигается при условии $\omega\tau \sim 1$, где τ — время релаксации импульса электрона. Согласно [9], в случае $HgCr_2Se_4$ эффективная масса дырок равна примерно $0.5m_0$, а подвижность $\mu \approx 15 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Следовательно, время релаксации $\tau = 4.3 \cdot 10^{-15} \text{ с}$, так что $\omega\tau \approx 1.1$, что согласуется с выводами теории.

Рост $\Delta R/R$ при $\lambda > 15 \text{ мкм}$ может быть обусловлен смещением минимума отражения вблизи первой фоновой полосы под действием магнитного поля, как это имело место в манганитах с колоссальным магнитосопротивлением [33].

Величина и знак $\Delta R/R$ существенно зависят от направления магнитного поля относительно кристаллографических осей. Например, кривая 1 на рис. 3а является практически «зеркальным отражением» кривой $1'$; при угле 45° (на рисунке не показано) между направлением поля и осью $[110]$ величина магнитоотражения близка к нулю во всем интервале длин волн. Такое поведение $\Delta R/R$ можно объяснить в рамках модели зонной структуры [10, 19],

согласно которой поверхности постоянной энергии для валентной зоны шпинели p -типа являются эллипсоидами.

В спектре $\Delta R/R$ кристалла $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ (кривая 2 на рис. 3а) также наблюдается особенность в области λ от 2 до 5 мкм, обусловленная сдвигом края поглощения под действием магнитного поля. Другая аномалия связана со смещением минимума отражения в области плазменной частоты $\nu_p \approx 775 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 12.9 \text{ мкм}$). Зависимость $\Delta R/R$ от направления кристаллографических осей относительно магнитного поля наблюдается только в области края фундаментального поглощения.

Замещение Hg ионами Cd приводит к уменьшению $\Delta R/R$ при $5 \text{ мкм} < \lambda < 10 \text{ мкм}$, что связано с уменьшением вклада от взаимодействия света с носителями заряда. Спектр $\Delta R/R$ представляет собой размытую полосу с максимумом при $\lambda \approx 3.6 \text{ мкм}$, интенсивность которой уменьшается по мере увеличения x . В CdCr_2Se_4 имеет место только рост $\Delta R/R$ примерно до +1% в коротковолновой области (вставка на рис. 3а). Этот рост можно связать с влиянием магнитного поля на край поглощения ($\varepsilon_g \approx 1.28 \text{ эВ}$ при $T = 80 \text{ К}$ [34]). В пользу этой интерпретации свидетельствует наличие минимума в спектре магнитоотражения в циркулярно-поляризованном свете примерно -1.5% CdCr_2Se_4 при $T = 4 \text{ К}$ и $E = 1.18 \text{ эВ}$ ($\lambda \sim 1 \text{ мкм}$), который, по мнению авторов [35, 36], может быть обусловлен межзонными переходами на краю поглощения.

В отличие от магнитоотражения спектры магнитопротекания не содержат резких особенностей (рис. 3б). Спектры магнитопротекания монокристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ формируются тремя механизмами. Первый (I) обусловлен изменением края поглощения под действием магнитного поля [11], что проявляется в виде отрицательного вклада в $\Delta t/t$ при $\lambda < 3 \text{ мкм}$ как для p - (кривая 1), так и для $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ (кривая 2). Второй (II) связан с изменением под действием поля переходов внутри комплексов $V_{\text{Se}}-\text{Cr}^{2+}$, см. вставку на рис. 2б. Этот механизм проявляется в виде положительного вклада в $\Delta t/t$ в интервале длин волн $3 \text{ мкм} < \lambda < 6 \text{ мкм}$ в области дублета в спектре поглощения и пропорционален интенсивности линий дублета (см. разд. 4). Например, в CdCr_2Se_4 коэффициент поглощения дублета мал (около 2 см^{-1}), и вследствие этого мал вклад второго механизма в спектр $\Delta t/t$ (кривая 3). При этом в CdCr_2Se_4 проявляется дополнительный механизм, связанный с положительным вкладом в спектр $\Delta t/t$ при $\lambda \sim 2 \text{ мкм}$ (кривая 3), обусловленный влия-

нием магнитного поля на спин-зависимый переход из донорных состояний, образованных комплексами $V_{\text{Se}}-\text{Cr}^{2+}$, в зону проводимости [28]. Третий механизм (III) связан с взаимодействием света со свободными носителями заряда [10, 11]. Он проявляется в длинноволновой части спектра $\Delta t/t$ при $\lambda > 6 \text{ мкм}$ (рис. 3б) в виде уменьшающегося при увеличении λ вклада для HgCr_2Se_4 . В случае $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ магнитопротекание $\Delta t/t$ сначала растет, а при $\lambda \geq 13 \text{ мкм}$ (частота, близкая к $\nu_p \approx 775 \text{ см}^{-1}$) практически не зависит от длины волны. В работе [10] было показано, что в HgCr_2Se_4 с высоким сопротивлением вклад взаимодействия света со свободными носителями заряда в $\Delta t/t$ при $\lambda > 6 \text{ мкм}$ практически отсутствует. В CdCr_2Se_4 слабый (порядка 1–2%) рост $\Delta t/t$ имеет место при $\lambda > 10 \text{ мкм}$ (рис. 3б). Мы предполагаем, что этот рост $\Delta t/t$ связан с носителями заряда.

Из изложенных результатов следует, что в некоторых спектральных интервалах $\Delta R/R$ и $\Delta t/t$ монокристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ имеют одинаковый знак (рис. 3).

При замещении Hg на Cd величина $\Delta t/t$ меняется нелинейно от x , тогда как зависимость средней температуры Кюри T_C , оцененной из кривых Белова–Арротта, от x является практически линейной (вставка на рис. 3б). Как в фоxtовской, так и в фарадеевской геометриях эксперимента величина $\Delta t/t$ практически не меняется до $x = 0.1$. При дальнейшем увеличении концентрации Cd происходит, во-первых, уменьшение магнитопротекания примерно от 60–70% до 2% (вставка на рис. 3б) и, во-вторых, смещение максимума полосы при $3 \text{ мкм} < \lambda < 6 \text{ мкм}$ (рис. 3б) в область малых длин волн вплоть до ее исчезновения при $x = 1$. Эти изменения $\Delta t/t$ обусловлены уменьшением вклада дублета, уменьшением вклада свободных носителей заряда и усилением роли спин-зависимого перехода из донорных состояний в зону проводимости.

Заметим, что значительное изменение спектра $\Delta t/t$ при замещении Hg на Cd указывает на существенную перестройку зоны проводимости при росте x , хотя ионные радиусы различаются незначительно ($r_{\text{Hg}} = 1.14 \text{ \AA}$ и $r_{\text{Cd}} = 1.10 \text{ \AA}$ [37]), а постоянные решетки шпинелей практически совпадают ($a = 10.753 \text{ \AA}$ для HgCr_2Se_4 и $a = 10.755 \text{ \AA}$ для CdCr_2Se_4) [1, 2].

Перечисленные вклады в магнитоотражение и магнитопротекание по-разному ведут себя как функции температуры и направления магнитного поля относительно кристаллографических осей образцов.

7. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТОВ

Температурные зависимости $\Delta R/R$ и $\Delta t/t$ для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ во всем спектральном интервале подобны температурным зависимостям намагниченности, δ_p и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = [\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0)$, достигают максимума при $T < T_C$ (рис. 4). Оцененная спонтанная намагниченность образцов при $T \rightarrow 0$ К слабо менялась в зависимости от концентрации Cd (рис. 4а) и составляла примерно $52 \text{ Гс}\cdot\text{см}^3/\text{г}$ (около $5.8\mu_B$) для HgCr_2Se_4 и $57.5 \text{ Гс}\cdot\text{см}^3/\text{г}$ (около $5.5\mu_B$) для CdCr_2Se_4 . Эти данные согласуются с известными экспериментальными значениями [38, 39] и сравнимы с теоретически рассчитанным магнитным моментом на формульную единицу для шпинелей $6.2\text{--}6.3\mu_B$ [18, 40].

Заметим, что для наших образцов величина δ_p (вставка на рис. 4а) мала по сравнению со слабо дефектными образцами [20] с близкой величиной среднего магнитного момента. Следовательно, намагниченность на поверхности заметно меньше объемного значения, что указывает на наличие в приповерхностном слое большого количества дефектов. Этот вывод согласуется с данными рентгеноспектрального микроанализа, согласно которым в приповерхностном слое содержание селена заметно меньше 4.

В области длин волн больше 3 мкм температурная зависимость $\Delta R(T)/R$ формируется взаимодействием света с носителями заряда (рис. 4б), а $\Delta t(T)/t$ вдобавок положительным вкладом изменения интенсивности дублета под действием магнитного поля в обеих геометриях эксперимента (рис. 4в). Именно в этой области спектра температурные зависимости $\Delta R/R$ и $\Delta t/t$ подобны зависимости $\Delta\rho/\rho$. В области $\lambda < 3$ мкм магнитопропускание формируется преимущественно отрицательным вкладом за счет красного сдвига края поглощения пропорционального намагниченности, однако хвост магнитопропускания тянется до $T = 140$ К, что на 25 К выше начала роста $\Delta\rho(T)/\rho$. Спектр $\Delta t/t$, измеренный при $T = 110$ К (вставка на рис. 4в), демонстрирует, что отрицательный вклад за счет красного сдвига края поглощения существует вплоть до $\lambda \approx 16$ мкм.

Замещение Hg ионами Cd приводит к уменьшению величин $\Delta R/R$ и $\Delta t/t$ при слабо меняющейся намагниченности (рис. 4а).

Теоретическое описание температурных зависимостей магнитоотражения и магнитопропускания в магнетиках с большим магнитосопротивлением было дано в работе [33]. Согласно этой теории в об-

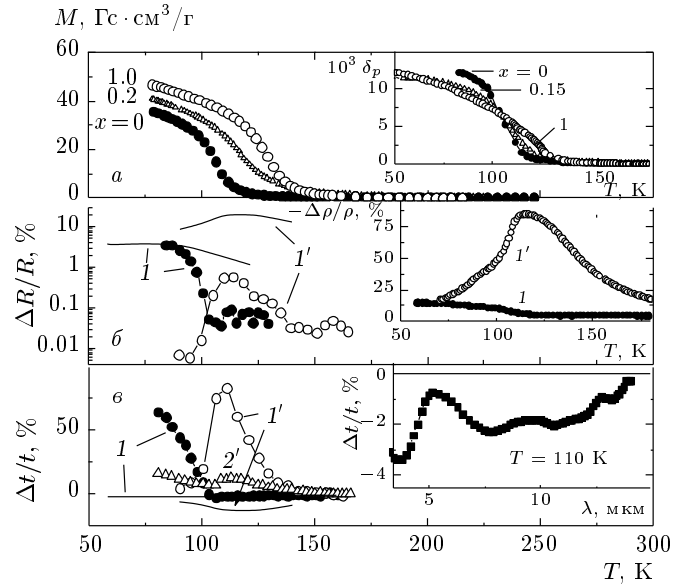


Рис. 4. Температурные зависимости магнитооптических эффектов в сопоставлении с температурной зависимостью намагниченности и магнитосопротивления: а — кривые $M(T, H = 4 \text{ кЭ})$, на вставке: экваториальный эффект Керра $\delta_p(E = 1.89 \text{ эВ})$ для образца CdCr_2Se_4 и $\delta_p(E = 1.75 \text{ эВ})$ для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x = 0, 0.15$) при $H = 3.5 \text{ кЭ}$; б — магнитоотражение при $H = 3 \text{ кЭ}$, $\lambda = 7 \text{ мкм}$ образцов HgCr_2Se_4 (кривые 1) и $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ (кривые 1'), на вставке: магнитосопротивление в поле $H = 15 \text{ кЭ}$; в — магнитопропускание HgCr_2Se_4 (кривые 1) при $H = 5 \text{ кЭ}$, $\lambda = 7 \text{ мкм}$ и $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ (кривые 1' — $\lambda = 7 \text{ мкм}$, 2' — $\lambda = 2.5 \text{ мкм}$) на вставке: спектр магнитопропускания HgCr_2Se_4 при $T = 110 \text{ К}$ в поле $H = 5 \text{ кЭ}$. Символы — эксперимент, сплошные линии — расчет по формулам (1) и (2)

ласти взаимодействия света с носителями заряда $\Delta t/t$ пропорционально $\Delta\rho/\rho$ и совпадает по знаку, а $\Delta R/R$ имеет знак противоположный $\Delta\rho/\rho$ и при нормальном падении света эти величины определяются выражениями

$$\frac{\Delta R}{R} = -\frac{(1-R)(\Delta\rho/\rho)k_2(3n_2-k_2-1)}{(n_2+k_2)[(1-n_2)+k_2]}, \quad (1)$$

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{1}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho} tk_2 \frac{(2n_2+n)}{n_2+k_2}, \quad (2)$$

где n и k — соответственно показатели преломления и поглощения; $k = K\lambda/4\pi$ и $n^2 = \varepsilon_\infty = [(1 + \sqrt{R_\infty}/(1 - \sqrt{R_\infty}))^2]$, R_∞ — коэффициент отражения высокоомного образца в парамагнитной области. Оценка величины эффектов по выражениям (1) и (2) при условии $K = 80 \text{ см}^{-1}$ и $R_\infty = 27\%$ показала, что в случае $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ температурная

зависимость $\Delta R/R$ при $\lambda = 10$ мкм и $T < T_C$ действительно пропорциональна $\Delta\rho/\rho$. Однако рассчитанная величина $\Delta t/t$ не превышает 3%, что более чем на порядок меньше экспериментальных значений. Кроме того, наблюдаемое магнитопропускание имеет знак противоположный $\Delta\rho/\rho$ (см. линии на рис. 4б,в). Очевидно, что теория [33] не применима к $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$.

В ферромагнитном состоянии характер температурной зависимости магнитосопротивления, а также $\Delta R(T)/R$ и $\Delta t(T)/t$ в области взаимодействия света с носителями заряда обусловлены тем, что в случае образцов p -типа указанные величины зависят от направления намагниченности относительно кристаллографических осей [10, 19]. В многодоменном состоянии каждый домен характеризуется своим направлением намагниченности, так что измеряемые ρ , R и t представляют собой усредненные (по направлениям намагниченности) величины. При включении магнитного поля и переходе образца в однодоменное состояние ρ , R и t оказываются зависящими от ориентации приложенного поля. Дефектность поверхности затрудняет перевод приповерхностного слоя в однодоменное состояние, что приводит к размытию и уменьшению величины $\Delta R(T)/R$.

В образце n - HgCr_2Se_4 ситуация иная, поскольку зона проводимости является изотропной, но характеризуется сильным взаимодействием носителей с локализованными спинами [10, 19, 41]. В результате, в области взаимодействия света с носителями заряда, например, при $\lambda \geq 6$ мкм эффекты достигают максимума ($\Delta R/R \sim 1\%$ и $\Delta t/t \sim 80\%$) вблизи T_C , как и $\Delta\rho/\rho \sim 85\%$ (рис. 4б,в), в узком температурном интервале $\Delta T \sim 25$ К и в поле 15 кЭ. Подобное поведение наблюдалось и в манганитах с колоссальным магнитосопротивлением [33]. Оценка эффектов по выражениям (1) и (2) показала, что в случае n - HgCr_2Se_4 при сохранении знака эффекта максимальная теоретическая величина $\Delta R/R \sim 20\%$ на порядок выше экспериментально наблюдаемой, а теоретическая $\Delta t/t \sim 14\%$ по абсолютной величине в пять раз меньше экспериментальных данных и имеет знак противоположный $\Delta\rho/\rho$ (сплошные кривые на рис. 4б,в). Таким образом, теория, развитая в работе [33], неприменима и к шпинелям n -типа.

В области полосы $\lambda < 6$ мкм для n - HgCr_2Se_4 вклад свободных носителей заряда уменьшается, но появляется низкотемпературный вклад, связанный с дублетом и с «красным» сдвигом (см. кривую 2' на рис. 4в).

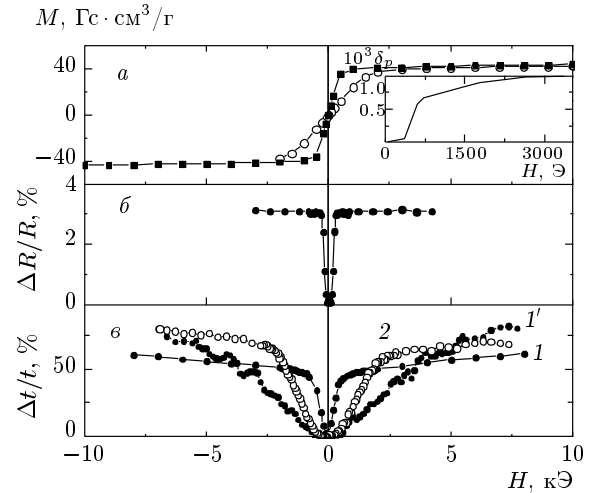


Рис. 5. Полевые зависимости намагниченности, эффекта Керра, магнитоотражения и магнитопропускания монокристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ при $T = 80$ К: a — изотермы $M(H)$ в поле, параллельном (темные символы) и перпендикулярном (светлые символы) плоскости образца с $x = 0.15$, на вставке: $\delta_p(H)$ при $E = 1.8$ эВ для образца с $x = 0.20$; b — $\Delta R(H)/R$ в геометрии Фохта при $\lambda = 7$ мкм для $x = 0$; c — $\Delta t(H)/t$ в геометрии Фохта (кривая 1) и Фарадея (кривая 2) при $\lambda = 7$ мкм для $x = 0$, кривая 1' — магнитопропускание для n - HgCr_2Se_4 при $T = T_C$

8. ПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

Из полевых зависимостей намагниченности следует, что исследованные образцы являются магнитомягкими ферромагнетиками с коэрцитивной силой $H_C < 3$ Э (например, для $x = 0.15$, рис. 5а). В случае магнитного поля, приложенного в плоскости образца, намагниченность резко растет в слабых полях, а затем имеет место парапроцесс. При приложении поля перпендикулярно плоскости образца сначала наблюдается линейный рост намагниченности, а парапроцесс имеет место при $H \geq 3$ кЭ. Такая зависимость от ориентации поля находится в соответствии с величиной размагничивающего фактора.

В ферромагнитном состоянии в слабых полях полевая зависимость эффектов определяется процессами технического намагничивания. В случае эффекта Керра, однако, заметная величина δ_p наблюдается только в полях, превышающих 300 Э, см. вставку на рис. 5а. Этот факт подтверждает сделанный выше вывод об отрицательной роли дефектности в приповерхностном слое, которая, вероятно, обуслов-

лена упругим смещением границ между приповерхностными областями спонтанного намагничивания [20]. Дефектность играет существенную роль, если толщина дефектного слоя сопоставима с толщиной скин-слоя. Оценка толщины поврежденного при механической полировке слоя дает величину примерно 3–5 мкм, а толщина скин-слоя в рассматриваемом случае ($\hbar\omega = 2$ эВ) не превышает 5 мкм. В отличие от эффекта Керра, полевая зависимость магнитоотражения в HgCr_2Se_4 имеет ход подобный намагниченности и близкий к $\Delta t(H)/t$ в фохтовской геометрии эксперимента (рис. 5). Различие в полевых зависимостях δ_p и $\Delta R/R$, скорее всего, обусловлено большей величиной скин-слоя в ИК-области (порядка 40 мкм для $\hbar\omega = 0.12$ эВ), что значительно превышает толщину механически поврежденного слоя.

В области магнитного перехода ситуация иная, что обусловлено наличием интенсивных магнитных флуктуаций. Так, магнитоотражение для шпинели n -типа, измеренное при $T = T_C$, не имеет насыщения в полях до 3.5 кЭ, а магнитопропускание — в полях до 8 кЭ.

Магнитоотражение и магнитопропускание являются четными функциями магнитного поля, см. рис. 5б,в. Это свидетельствует о том, что для шпинелей $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ эти магнитооптические эффекты в неполяризованном свете связаны с изменением под действием магнитного поля диагональных компонент комплексной диэлектрической проницаемости, как это было показано в работе [19] и как это имело место в манганитах с колоссальным магнитопротивлением [33].

Следует, однако, заметить, что в геометрии Фарадея в p - HgCr_2Se_4 наблюдается асимметрия полевых зависимостей $\Delta t(H)/t$ (рис. 5е). Мы считаем, что эта асимметрия связана с вкладом эффекта Фарадея в магнитопропускание естественного света в исследуемой ИК-области спектра. Эффект Фарадея в инфракрасной области обусловлен «хвостами» межзонного перехода, носителями заряда и гиротропной составляющей тензора магнитной проницаемости в виде частотно-независимого эффекта от ферромагнитного резонанса [5, 9]. Нечетная компонента возникает вследствие частичной поляризации света зеркалами оптической схемы спектрометра и большой величины эффекта Фарадея в исследуемых шпинелях. Оценка коэффициента удельного фарадеевского вращения при $\lambda = 4.6$ мкм, $H = 5$ кЭ и $T = 80$ К дала величину $F = 1400^\circ\text{C}/\text{см}$ при измеренной степени поляризации спектрометра $P = 0.1$, что близко к экспериментальному значению, полученному в работе [9]. При удалении от края по-

глощения асимметрия уменьшается, что связано с уменьшением эффекта Фарадея до $1300^\circ\text{C}/\text{см}$ при $\lambda = 6$ мкм.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено комплексное исследование намагниченности, магнитопротивления, оптических (отражение и пропускание света) и магнитооптических (эффект Керра, магнитоотражение и магнитопропускание) свойств монокристаллов ферромагнитных шпинелей $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ в температурном интервале от 80 до 300 К. Показано, что в инфракрасной области спектра магнитопропускание естественного света может достигать десятков (примерно 80%), а магнитоотражение — единиц процентов (от -4% до $+3\%$). Величина эффектов зависит от концентрации Cd и типа проводимости, что обусловлено изменением электронной структуры шпинели.

Величина магнитоотражения в ИК-области сравнима с максимальными значениями эффекта Керра δ_p в видимой области спектра. Наличие дефектности в приповерхностном слое кристаллов приводит к уменьшению δ_p и различию кривых $M(H)$ и $\delta_p(H)$.

Знак и величина магнитопропускания определяются конкуренцией трех механизмов, связанных с изменением под действием магнитного поля края поглощения (при $\lambda < 3$ мкм), интенсивности переходов внутри комплексов $V_{\text{Se}}-\text{Cr}^{2+}$ (при $3 \text{ мкм} < \lambda < 6 \text{ мкм}$) и вклада от взаимодействия света со свободными носителями заряда (при $\lambda > 6$ мкм). Знак и величина магнитоотражения определяются изменением под действием поля края поглощения, вклада от взаимодействия света с носителями заряда, максимального в области $\omega t \sim 1$, и смещением минимума отражения вблизи первой фоновой полосы (при $\lambda > 15$ мкм).

В шпинелях p -типа в фарадеевской геометрии эксперимента в области взаимодействия света с носителями заряда наблюдается асимметрия полевых зависимостей магнитопропускания, связанная с вкладом эффекта Фарадея. В фохтовской геометрии эксперимента спектры магнитоотражения и магнитопропускания существенно зависят от направления магнитного поля относительно кристаллографических осей образца, что связано с эллипсоидальностью валентной зоны.

Авторы благодарят Н. И. Солина за помощь при электрических измерениях.

Работа выполнена в рамках госзадания, тема «Спин» № 01201463330, при частичной финансовой поддержке Мегагранта министерства образования РФ (грант № 14.Z50.31.0025), Уральского отделения Российской академии наук и РФФИ (грант № 13-02-00007).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Methfessel and D. S. Mattis, *Magnetic Semiconductors*, Handbook for Physics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1968), p. 1.
2. E. L. Nagaev, *Physics of Magnetic Semiconductors*, Mir, Moscow (1983), p. 1.
3. D. Bonnerberg, K. A. Hempel, R. A. Lefer et al., *Magnetic and Other Properties of Oxides and Related Compounds*, ed. by K.-H. Hellwege and A. M. Hellwege, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1980), p. 1.
4. K. Ohgushi, Y. Okimoto, T. Ogasawara et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 034713 (2008).
5. А. А. Самохвалов, Н. Н. Лошкарева, Ю. П. Сухоруков, *Оптико-механическая промышленность* **54**, 599 (1987).
6. Y. P. Sukhorukov, N. N. Loshkareva, S. N. Tugushev et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, 342 (1996).
7. Н. А. Виглин, В. В. Устинов, В. М. Цвелиховская и др., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 84 (2006).
8. А. В. Антонов, К. Г. Никифоров, в *Материалы VI международной научно-технической конференции Intermagic-2008*, МИРЭА, Москва (2008), с. 206.
9. Н. Н. Лошкарева, Ю. П. Сухоруков, Б. А. Гижевский и др., *ФТТ* **30**, 906 (1988).
10. М. И. Ауслендер, Е. В. Барсукова, Н. Г. Бебенин и др., *ЖЭТФ* **95**, 247 (1989).
11. Ю. П. Сухоруков, А. В. Телегин, Н. Г. Бебенин и др., *Письма в ЖЭТФ* **98**, 353 (2013).
12. Ю. П. Сухоруков, Н. Н. Лошкарева, А. В. Телегин, Е. В. Мостовщикова, *Опт. спектр.* **116**, 73 (2014).
13. В. А. Левшин, И. Курбанклычев, Э. Г. Жуков и др., *Журн. неорган. хим.* **35**, 569 (1990).
14. Г. Шеффер, *Химические транспортные реакции*, Мир, Москва (1964), с. 1.
15. М. М. Криштал, И. С. Ясников, В. И. Полунин, *Сканирующая электронная микроскопия и рентгено-спектральный микроанализ в примерах практического применения*, Техносфера, Москва (2009), с. 1.
16. О. И. Бочкин, В. А. Брук, С. М. Никифоров, Н. И. Денисов, *Механическая обработка полупроводниковых материалов*, Высшая школа, Москва (1983), с. 1.
17. Е. А. Балыкина, Е. А. Ганьшина, Г. С. Криччик, *ЖЭТФ* **93**, 1879 (1987).
18. A. N. Yaresko, *Phys. Rev. B* **77**, 115106 (2008).
19. M. I. Auslender and N. G. Bebenin, *Sol. St. Comm.* **69**, 761 (1989).
20. E. A. Gan'shina, M. M. Nishanova, E. A. Shabalotova, and T. G. Aminov, *Proc. 2nd Int. Symp. Magneto-Optics*, *Fiz. Nizk. Temp.* **18**, Supplement No. S1, 123 (1992).
21. С. Г. Овчинников, И. С. Эдельман, Г. Дагмурадов, *ФТТ* **21**, 2927 (1979).
22. T. H. Lee, T. Coburn, and R. Gluck, *Sol. St. Comm.* **9**, 1821 (1971).
23. V. Wagner, H. Mitlehne, and R. Geick, *Opt. Comm.* **2**, 429 (1971).
24. K. Wakamura, S. Onari, T. Arai, and K. Kudo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **31**, 1845 (1971).
25. Н. Н. Лошкарева, Н. Г. Бебенин, Б. А. Гижевский и др., *ФТТ* **34**, 3285 (1992).
26. A. Selmi, R. Le Toullec, and R. Faymonville, *Phys. Stat. Sol. B* **144**, k97 (1982).
27. К. М. Голант, В. В. Тугушев, И. М. Юрин, *ФТТ* **32**, 2100 (1990).
28. Н. Н. Лошкарева, Ю. П. Сухоруков, Б. А. Гижевский и др., *ФТТ* **27**, 3462 (1985).
29. G. Busch, V. Magyar, and P. Wachter, *Phys. Lett.* **23**, 438 (1966).
30. Н. Н. Лошкарева, Ю. П. Сухоруков, Б. А. Гижевский и др., *ФТТ* **29**, 2231 (1987).
31. G. Guntherodt and R. Zeyher, in: *Light Scattering in Solids IV, Electronic Scattering, Spin Effects, SERS, and Morphic Effects*, ed. by M. Cardona and G. Guntherodt, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo (1984), p. 1.
32. F. Rys, J. G. Helman, and W. Baltensperger, *Phys. Kondens. Materie* **6**, 105 (1967).

- 33.** A. Granovsky, Yu. Sukhorukov, E. Gan'shina, and A. Telegin, *Magnetorefractive Effect in Magnetoresistive Materials, in Magnetophotonics: From Theory to Applications*, ed. by M. Inoe, A. Baryshev, and M. Levy, Springer, Berlin, New York (2013), p.107.
- 34.** G. Harbeke and H. Pinch, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1090 (1966).
- 35.** R. K. Ahrenkiel, F. Moser, S. Lyu, and C. R. Pidgeon, *J. Appl. Phys.* **42**, 1452 (1971).
- 36.** K. Sato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **43**, 719 (1977).
- 37.** R. D. Shannon, *Acta Cryst. A* **32**, 751 (1976).
- 38.** K. G. Nikiforov, M. Baran, V. K. Belyaev et al., *Phys. Stat. Sol. B* **158**, K63 (1990).
- 39.** A. A. Samokhvalov, Yu. N. Morozov, B. V. Karpenko, and M. I. Simonova, *Phys. Stat. Sol. B* **73**, 455 (1976).
- 40.** N. Shanthi, P. Mahadevan, and D. D. Sarma, *J. Sol. St. Chem.* **155**, 198 (2000).
- 41.** C. Haas, *CRC Critical Reviews on Solid State Sciences* **1**, 47 (1970).